非定常乱流噴流に関する研究 Study on Unsteady Turbulent Jet

潤一. 山形大院, 井口 〒992-8510 山形県米沢市城南 4-3-16, E-mail:tp392@dip.yz.yamagata-u.ac.jp 鹿野 一郎. 山形大. 〒992-8510 山形県米沢市城南 4-3-16, E-mail:tk306@dip.yz.yamagata-u.ac.jp 〒992-8510 山形県米沢市城南 4-3-16, E-mail:tk199@dip.yz.yamagata-u.ac.jp 八木田 幹. 山形大, Junichi IGUCHI, Dep.of Mech.Eng., Yamagata Univ., Jonan4-3-16, Yonezawa-shi, Ymagata, 992-8510 JAPAN Ichiro KANO, Dep.of Mech.Eng., Yamagata Univ., Jonan4-3-16, Yonezawa-shi, Ymagata, 992-8510 JAPAN Dep.of Mech.Eng., Yamagata Univ., Jonan4-3-16, Yonezawa-shi, Ymagata, 992-8510 JAPAN Miki YAGITA,

In this study, both numerical and experimental analyses are carried out to find the interaction of jets each other or the interaction of a jet and a side wall. Incompressible viscous flows on two-dimensional jet are computed numerically using finite difference method. A marker method is used for the experiments. Computations of velocity distribution, pressure distribution and tip of the jet on the axis of the nozzle center are made in the mixing region of the jets. By comparing the numerical results with the experimental ones, characteristics of the flow field are clarified in detail.

1. 緒言

噴流同士、あるいは噴流と側面が干渉する非定常乱流噴流の例として直噴式レシプロエンジンの燃料噴霧過程や河川や 湖沼、海洋への発電所、工場からの排水などがあげられる。

従来の研究において、壁面の影響を受けない噴流の基本的 特性、平行複数乱流噴流の相互作用については明らかになっ ている。実際の現象において噴流の流動特性におよぼす壁面 の影響は無視できないが、著者の知る限り、壁面が近接した 場合の噴流の流動特性については十分には明らかにされてい ない。

壁面の影響を受ける2次元自由噴流の流動現象に関する従 来の研究は、噴出条件により自由境界面側あるいは固体境界 面側へひきつけられて流れる、つまり偏向付着して流れる現 象に関する研究⁽¹⁾、噴流が自由境界面に付着する場合に生じ る跳水現象に関する研究⁽²⁾、純流体素子内の噴流の切替え機 構に関する研究⁽³⁾、液体噴流の自励振動に関する研究^{(4)~(6)} などがある。しかし、自由境界面と固体境界面あるいは固体 境界面と固体境界面の二境界面の影響を受ける平行複数乱流 噴流についての研究はあまりされていない。

よって、上記の諸設備あるいは機器の設計.改善にとって、 壁面の影響をうける平行複数乱流噴流と周囲流体との混合過 程や混合促進を明らかにすることは重要な課題である。本研 究では壁面の影響を受ける噴流の基本的特性、平行複数乱流 噴流の相互作用について、数値解析と熱線を用いた流速測定、 トレーサ法による流れの可視化実験を行い、両者を比較しつ つ、流れ場を解析することで、その流動特性を明らかにする ことを目的とする。

2. 数值計算方法

2.1 計算方法

本研究では2次元噴流を計算するために、支配方程式に一般座標に変換された2次元非圧縮Navier-Stokes 方程式および連続の式を用いる。時間積分としてFractional Step 法に従う2ステップ法を用いて、対流項に2次精度Adams-Bashforth 法を適用し、空間差分として対流項に3次精度風上差分、その他の項には2次精度中心差分を用いた。離散化に際してはスタッガード格子を用いずに、境界での取り扱いが簡単、汎用性を持つ通常格子で離散化する。また圧力 Possion 方程式は SOR 法を用いて計算を行った。

2.2 計算格子

単噴流で壁面のない場合の計算格子は、ノズル部に格子を 集中させる分布関数を用い、格子数はX方向に1000本、Y方 向に1000本、最小格子間隔は共に10⁻²の直交不等間隔格子を 採用する。また、計算領域についてはX方向に100h、Y方向 に100hとし、噴流の混合領域から十分離れているものとする。 この計算格子をもとにして平行2噴流や壁面に近接する場合 の噴流について数値解析を行う。

その一例として、図1に壁面がある場合の平行2噴流の計 算格子を示す。図中の はノズル部の壁面、 はノズ ル部である。また、 をノズル2、 をノズル1とする。 はノズル部に対し垂直な壁面である。また、 は外側境界 である。ここで、ノズル部中心を原点とし、噴流の噴出方向 をX方向、噴流の幅方向をY方向とする。また、ノズル幅の h を代表長さとする。計算格子には、ノズル部の壁面付近と それに垂直な壁面とノズル軸上付近に格子を集中させる分布 関数を用いる。

図の ~ までの境界条件を以下に示す。 : ノズル部の壁面

$$u = 0, \quad v = 0$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial}\right)_{\mathbf{l},j} = \frac{2\mathbf{a}_{i,j}}{\operatorname{Re}(\Delta \mathbf{x})^2} (x \ u_{2,j} + y \ v_{2,j}) \frac{1}{J_{i,j}^2}$$

の 圧 力 の 境 界 条 件 は、2次元非定常非圧縮 Navier-Stokes 方程式を一般座標に変換し、壁面表面での速 度の境界条件と連続の式とを適用して導入したものである。 ここで添え字1は壁面表面の格子点であり、添え字2は壁面 表面より1つ内側の格子点である。離散化には、圧力勾配項 に対して2次精度の片側差分を施し離散化を行っている。⁽⁷⁾ : ノズル部

$$u = U = 1$$
 ($T^* \le 50$), $u = 0$ ($T^* > 50$), $v = 0$, $p = 0$
: ノズル部に対し垂直な壁面

$$\frac{\partial p}{\partial \boldsymbol{h}} \Big|_{i,1} = \frac{2\boldsymbol{g}_{i,1}}{\operatorname{Re}(\Delta \boldsymbol{h})^2} (\boldsymbol{x} \boldsymbol{h}^{\boldsymbol{\mu}}_{i,2} + \boldsymbol{y}_{i,2})$$

: 外側境界
$$u = \frac{U}{100 h}$$
 ($T^* \le 50$), $u = 0$ ($T^* > 50$), $\frac{\partial v}{\partial x} = 0$, $p = 0$

 $y_{h}v_{i,2}) \frac{1}{J_{i,1}^2}$

の外側境界における境界条件については、本研究で用いる 計算領域は噴流の混合領域から十分離れてるとみなし、噴流 出口から流入された流体が外側境界より一様に流出すると仮 定し、質量保存の法則を用いて与えたものである。



Fig.1 Schematic of simulation grid.

: 外側境界

 $\frac{\partial u}{\partial y} = 0, \quad v = 0, \quad p = 0$

の外側境界における境界条件は Free-Slip 条件である。

2.4 計算条件

表1に本研究で用いるパラメータを示す。本研究では、単 噴流(N=1)と平行2 噴流(N=2)の計算を行う。N=1 では、ノズ ル部中心から壁面までの距離(R/h)を4,8, (壁面なし)、レ イノルズ数(Re[=Uh/])を7.9*10³、無次元噴射期間(T* [=Ut/h])を50とする。N=2 では、ノズル間隔(H/h)を4,8 と し、R/h、ReとT*についてはN=1 と同様である。ここで、U は噴射流速であり、これを代表速度とする。

Table.1 Caculation conditions.

N	H/h	R/h	Re	T*
1		4		
2	4	8	7.9*10 ³	50
2	8			







(N=2,H/h=8,R/h=4)

Fig.3 Comparison behavior of parallel two jets between computation and experiment.

(Left: Pressure distributions of computation,

Right: Experimental visualizations of water jets)

2.5 実験装置

図 2 に本研究で用いる実験装置を示す。タンクの水位を一 定に保ち、エアコンプレッサでタンクを加圧することにより、 噴流の流速を調整する。シャッターの開閉はエアーシリンダ ーで行い、デジタルタイマーで噴射期間を変化させる。シャ ッターとノズルの間にはメッシュおよびハニカム材を入れ、 噴流を一様に噴出させる。観測用水槽に移動可能な壁面を設 け、観測用水槽の上面には、2次元性を確保するために端板 を設置した。流速測定には熱線流速計を用いる。熱線プロー ブは、ノズル軸上をトラバースにより移動可能である。ノズ ル出口 X/h=0 より X/h=27 の範囲の軸上について、流速の時間 履歴が測定される。流速の時間履歴は、測定点1点につき、 それぞれ 70回の噴射について測定する。これは、アンサンブ ル平均することにより、平均流の流速の時間履歴を得るため である。また、可視化実験には、タンク内の水をトレーサに よって白く着色し、その噴流をより鮮明に映し出すために水 槽底面を黒く着色し、観測用水槽側面よりメタルハライドラ ンプからのシート光を照射し、水槽上部に設置したデジタル ビデオカメラで噴流を撮影する。

3. 結果および考察

3.1 **等圧力線図と可視化映像**

図3にN=2,H/h=8,R/h=4のときの等圧力線図とトレーサ法 による可視化映像を示す。ここで、t^{*}(=Ut/h)は無次元噴射経 過時間である。計算結果は、実験結果と同様に、噴流先端部 の非定常部、その上流側の準定常部で構成されているのが確 認できる。そして非定常部は無次元噴射経過時間が進むにつ れて徐々に大きくなる。その理由として第1に準定常部が時 間経過と共に非定常部に流入されるためである。第2に非定 常部が周囲流体を押しのけて進む際に、押しのけられた周囲 流体もまた非定常部の下流にあるくびれ部分から導入される ためである。また、ノズルから噴出された噴流がエントレイ メントにより引き寄せられ、その後反発する様子がみられる。 これらの計算結果は実験結果と定性的に一致することがわか る。とくに、壁面から離れたほうのノズル2から噴出された 噴流については、噴流先端部が反発しあい大きく左に折り曲 がる。これは非定常部が準定常部および周囲流体を導入しな がら先端部の周囲流体を左右に押しのけて進む際に、隣に噴 流が存在するため X 方向には直進しにくくなり、 Y 方向へよ り拡散するといった噴流の挙動がよく一致している。しかし、 壁面に近いほうのノズル1から噴出された噴流において、計 算結果では噴射開始後、すぐに噴流が壁面に付着し、その後、 壁面に沿って、X方向に伸びていくのに対し、実験結果では、 噴流が壁面とあまり干渉せずに、ほぼノズル1軸上でX方向 に伸びていく。これは、壁面と噴流のエントレイメントによ るものと思われるが、計算結果のほうが実験結果よりも顕著 にでているのもと思われる。この計算結果と実験結果の違い ついては、ノズル出口での噴流の速度分布が計算ではポテン シャル流であるのに対し、実験での速度分布は粘性の影響を 受けて壁面近傍での速度分布に勾配が見られるといった相違 や、実際の噴流は3次元的な挙動をしているが、2次元計算 ではそれをうまく捉えきれていないためと考えられる。

3.2 ノズル軸上のおける無次元噴流先端到達距離

3.2.1 速度勾配と可視化映像による Tip の判定法

図 4,5 に N=2,H/h=8,R/h=8 のときのノズル軸上における無 次元噴流先端到達距離(Tip1,Tip2)の実験結果を示す。図 4,5 は無次元噴流先端到達距離の実験における判定法の違いにつ いて比較したものである。ここで、Tip1,Tip2 はそれぞれノ ズル 1、ノズル 2 軸上における無次元噴流先端到達距離とす る。また、Tip の判定法は平均流速の時間履歴において速度 勾配が最大のとき噴流先端がその点に到達すると判定する杉 田ら⁽⁸⁾の方法を採用する。トレーサによる可視化実験では可 視化映像においてノズル軸上でトレーサによって着色された 噴流先端を Tip と判定した。図3において、速度勾配により 判定した Tip1 は無次元噴射期間中(t^{*}=50)、無次元噴射経過 時間の増加に伴い長くなり、噴射終了後、その傾きが徐々に 小さくなるという可視化映像より判定した Tip1 に定量的に ほぼ一致している。図4において、速度勾配により判定した Tip2は無次元噴射期間中の初期段階で無次元噴射経過時間の 増加に伴い徐々に長くなるという可視化映像より判定した Tip2に定量的にほぼ一致している。しかし、噴射終了前後で、 可視化映像より判定した Tip2 は、その傾きが増加し、その後、 徐々に小さくなるが、速度勾配から判定した Tip2 では、その 傾きの増加と減少があまり顕著にみられない。以上の結果か ら熱線流速計を用いた測定方法によって Tip を定量的に判定 することができ、これによって計算結果との比較が可能にな る。なお、杉田ら⁽⁷⁾によって指摘されているように、Tip に おいては、速度勾配が最大となり、X 方向に対するの静圧の 変化において、静圧が極大値をとることがわかっている。従 って、計算結果の Tip は、圧力の極大値を Tip とした。

3.2.2 数値計算における Tip の判定法

図5,6 に N=1,R/h=のTip1とN=2,H/h=8,R/h=のTip1を それぞれ示す。図中には比較のために計算結果と実験結果を 示す。ここで、計算では圧力の極大値をとる点⁽⁸⁾で、実験で は速度勾配より、Tipを判定する。図5において、噴射期間 中(t^{*}=50)おいては、計算結果は無次元時間の増加に伴いTip1 が長くなるという実験結果に定性的に一致し、噴射終了後、 実験結果では傾きが徐々に小さくなり、計算結果でも徐々に 小さくなることがわかるが、それほど顕著ではない。これは、 ノズル軸上における無次元噴流先端到達距離の判定方法の違 いや実際の噴流は3次元的な挙動をしているが、2次元計算 ではそれをうまく捉えきれていないためと考えられる。また、 図6においては,噴流同士の相互作用のためあまりX方向には 伸びていないが、計算結果と実験結果がほぼ定量的に一致し ているといえる。

4. 結論

2 次元噴流について差分法による数値解析を行い、その計 算結果を実験結果によって検証しつつ流れ場を解析すること で、その等圧力分布、ノズル軸上における無次元噴流先端到 達距離(Tip)の詳細について調べた。それにより得られた結果 を以下にまとめる。

- 単噴流、平行2噴流の干渉流れ、あるいは壁面に近接した単噴流、平行2噴流の干渉流れの圧力分布について計算結果とトレーサ法による可視化映像の実験結果が定性的にほぼ一致した。
- 2. Tip について速度勾配による判定法とトレーサ法よる判 定法についてどちらの実験結果もほぼ定量的に一致した。
- 3. 圧力の極大値で判定した計算結果の Tip と速度勾配で判定した実験結果の Tip は、ほぼ定性的に一致した。

この計算手法によって、2次元非定常乱流噴流の流れ場が表 現でき、壁面と干渉する噴流の詳細が求められ、今後、壁面 の影響を受ける噴流の流動特性について詳細に明らかにする。

参考文献

- (1) 須藤・ほか5名,機論,64-618,B(1998),350-358
- (2)須藤・ほか2名,ターボ機械,22-12(1994),20-27
- (3)村尾・須藤,機論,56-531,B(1990),3660-3365
- (4) 深谷・ほか3名, 機論, 60-574, B(1995), 517-523
- (5)飯田・ほか3名,機論,61-582,B819959,517-523
- (6) 社河内・ほか3名, 機論, 62-594, B(1996), 527-532
- (7) 鹿野・神原,第13回数値流体力学シンポジウム, E5-2(1999),213
- (8) 杉田・ほか6名, 機論, 56-532, B(1990), 3666-3671



Fig.4 Comparison of Tip measured by between accelerations and visualizations.



Fig.5 Comparison of Tip measured by between accelerations and visualizations.



Fig.6 Comparison of Tip between calculation and experiments.



(N=2,H/h=8,R/h=) Fig.7 Comparison of Tip between calculation and experiments.